



TITLE:

剥離を伴う平板乱流境界層における乱流構造 (乱流研究 次の10年 : 乱流の動的構造の理解へ向けて)

AUTHOR(S):

阿部, 浩幸; 溝渕, 泰寛; 松尾, 裕一

CITATION:

阿部, 浩幸 ...[et al]. 剥離を伴う平板乱流境界層における乱流構造 (乱流研究 次の10年 : 乱流の動的構造の理解へ向けて). 数理解析研究所講究録 2011, 1771: 141-144

ISSUE DATE:

2011-12

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/171670>

RIGHT:

剥離を伴う平板乱流境界層における乱流構造

宇宙航空研究開発機構 阿部 浩幸 (Hiroyuki Abe)
溝渕 泰寛 (Yasuhiro Mizobuchi)
松尾 裕一 (Yuichi Matsuo)
Japan Aerospace Exploration Agency

1 はじめに

航空宇宙分野においては、剥離を伴う乱流現象に対する理解・予測が重要課題の一つである。例えば、航空機関係では、ラージエディシミュレーション (LES) を用いた騒音解析 (Imamura et al. [1]) やレイノルズ平均乱流モデル (RANS model) を用いた抵抗予測 (Yamamoto et al. [2]) が行われているが、どちらも剥離現象を如何に高精度に捉えるかが鍵となっている。

剥離は、形状による剥離と逆圧力勾配による剥離に大別される。前者に関しては、代表的な流れとしてバックステップ乱流があり、一方、後者に関しては、ディフューザ流れや剥離した平板乱流境界層がある。ここで、剥離現象の解析さらには乱流モデルを開発するためには、支配方程式を高精度に解く直接数値シミュレーション (DNS) が不可欠となる。しかし、剥離乱流の DNS は低レイノルズ数において幾つかの DNS (例えば、バックステップ乱流の DNS (Le et al. [3]), 非対称ディフューザ流れの DNS (Ohta et al. [4]), 剥離を伴う平板乱流境界層の DNS (Spalart-Coleman [5], Na-Moin [6], Skote-Henningson [7])) が成功を収めているものの、今後の発展を待たれる状態である。

このような状況のもと、我々のグループでは、1) 剥離現象の解析および乱流モデルの開発に資する DNS データベースの構築、2) データベースを用いた乱流モデルの開発を目的に、剥離を伴う平板乱流境界層の DNS を進めている [8, 9]。本報では、 $Re_\theta = U_{\infty,0}\theta_0/\nu=300$ ($U_{\infty,0}$: 流入部の自由速度, θ_0 : 流入部の運動量厚さ, ν : 動粘性係数) のゼロ圧力勾配の平板乱流境界層 DNS データ [10] を流入データとして用いた剥離乱流の DNS に見る乱流構造の特徴について報告する。

2 計算手法および計算パラメータ

計算対象を図 1 に示す。図中において、 x , y , z は、それぞれ、流れ方向、壁垂直方向、スパン方向を示す。剥離泡の形成は、Spalart-Coleman [5], Na-Moin [6] と同様に上部境界において噴出し・吸込み (V_{top}) を与え、逆・順圧力勾配 (APG/FPG) を形成することにより行った。従って、剥離点および再付着点が時空間に決まらない計算となる。本研究では、流入部のレイノルズ数を $Re_\theta=300$ に設定し、図 2 のように噴出し・吸込みの大きさを変えた剥離乱流の DNS

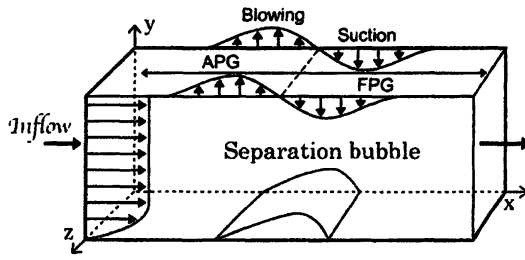


Fig 1: Computational domain.

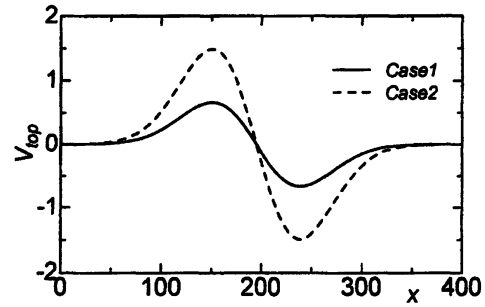
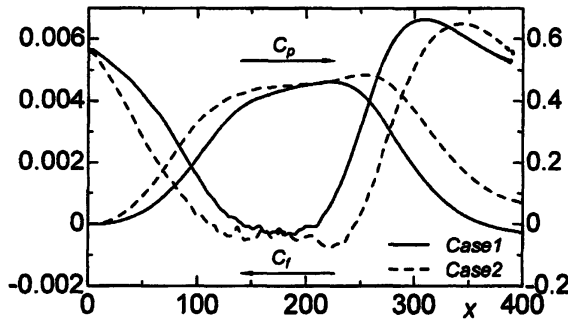
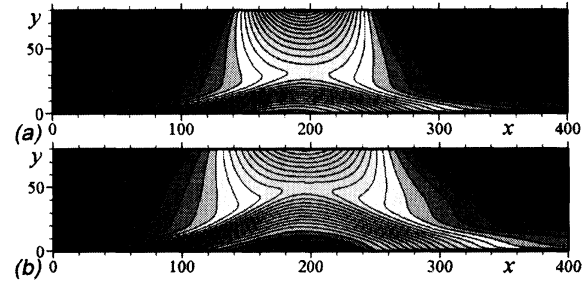


Fig 2: Transpiration velocity profile.

Fig 3: Distributions of C_f and C_p .Fig 4: Contours of \bar{U} : (a) Case1; (b) Case2. Solid and dashed lines denote the positive and negative values, respectively.

データ [8,9] を 2 ケース解析した。DNS の計算パラメータは次のようになる。Case1 の計算領域は、 $L_x \times L_y \times L_z = 400\theta_0 \times 80\theta_0 \times 80\theta_0$ ，所要格子数は $N_x \times N_y \times N_z = 512 \times 320 \times 256$ ，流入部の空間解像度は $\Delta x_0^+ = 12.3$ ， $\Delta y_{0,min}^+ = 0.08$ ， $\Delta y_{0,max}^+ = 11.2$ ， $\Delta z_0^+ = 4.92$ である。一方，Case2 は， $L_x \times L_y \times L_z = 400\theta_0 \times 120\theta_0 \times 80\theta_0$ ， $N_x \times N_y \times N_z = 512 \times 320 \times 256$ ， $\Delta x_0^+ = 12.3$ ， $\Delta y_{0,min}^+ = 0.12$ ， $\Delta y_{0,max}^+ = 16.8$ ， $\Delta z_0^+ = 4.92$ である。なお，上付き + は壁面量による無次元化，その他特に明記しなければ， $U_{\infty,0}$ と θ_0 に基づく無次元化を示している。

3 結果および考察

DNS の代表的な平均量のうち摩擦係数 C_f ($\equiv 2/U_{\infty,0}^2$)，圧力係数 C_p ($\equiv 2(P_w - P_{w,0})$) の分布を図 3 に示す (P_w : 壁面平均圧力)。Case1 の剥離・再付着点は $x \approx 140, 210$ ，Case2 は $x \approx 110, 245$ であり，この間の領域で摩擦係数の負値および圧力係数の上昇が確認でき，剥離泡が形成されていることが分かる。剥離域の流れ方向の大きさは，上部境界に課した V_{top} の大きさに一致して，Case2 の方が Case1 よりも 2 倍大きい。また，前者のケースでは，平均流速 (\bar{U}) に逆流がはっきりと観察される (図 4)。

図 5 に流れ方向速度変動 (u) の瞬時場の分布を示す。流入部では壁面近傍にゼロ圧力勾配の乱流境界層のストリーク構造が見受けられるが，剥離直後のせん断層においては低速・高速の大規模構造がスパン方向に交互に現れている。この構造は，剥離泡が大きい場合 (Case2) に顕在化している。剥離域の構造に関しては，混合層との相似性が予想されるが，図 5 を見る限り，

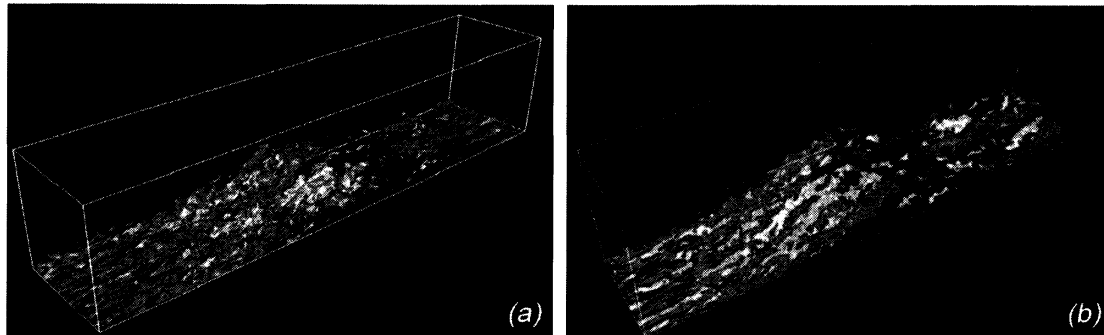


Fig 5: Instantaneous isosurfaces of u : (a) Case1; (b) Case2. Red, $u > 0.15$; blue, $u < -0.15$. The fluid flows from bottom-left to top-right.

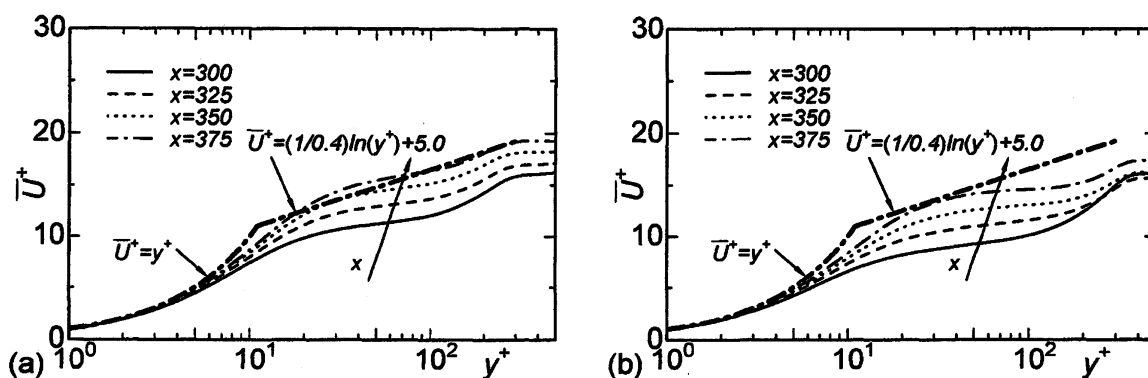


Fig 6: Distributions of \bar{U}^+ at several downstream locations: (a) Case1; (b) Case2.

構造的な相似性は低いものと思われる。これは、乱流境界層の流入データの影響が剥離後も持続していることが原因と考えられる。一方、再付着点より下流では、両ケースで壁面近傍にストリーク構造が見受けられるものの、Case2では壁面から離れた所に剥離域に起源を持つ大規模構造が顕著に現れている。この構造は、剥離せん断層と同様に低速・高速領域がスパン方向に交互にならぶ形態を示しているが、一方でそのスパン方向の間隔は約 $4\delta_{99}$ ($\delta_{99} : \bar{U} = 0.99U_0$ となる位置として定義した境界層厚さ) と剥離せん断層のそれよりも約2倍程度まで拡大している。壁乱流においては、平均流速の対数則における外層の大規模構造の重要性が Monty et al. [11] により指摘されているが、Case2の場合は平均流速の対数則からのずれがむしろ大きくなっており(図6(b))、Case2に見る大規模構造には剥離域の影響が引き続き有意に残っていることが分かる。

図7に渦構造の分布を示す。速度勾配の第二不変量(Q)の正値を渦の指標として用いた。両ケースともに剥離直後の剥離せん断層において渦構造がクラスター化している様子が見受けられ、特に剥離域が大きいCase2ではこのクラスター化が顕在化している。この剥離直後に渦構造が活性化される現象は Ohta ら [4] の非対称ディフューザのDNSでも報告されている。一方、再付着点より下流では縦渦構造が主要な渦構造となっている。また、後者の領域では、剥離泡の大きさが大きくなると縦渦構造が増加し、そこでは低速の大規模構造と縦渦構造が密接に関係する傾向が見受けられる(図5, 7)。

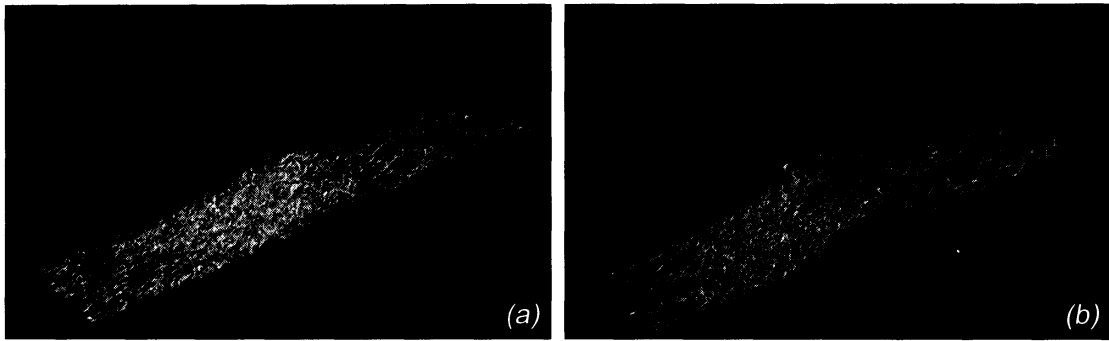


Fig 7: Instantaneous isosurfaces of Q : White, $Q > 0.01$. The fluid flows from bottom-left to top-right.

4 まとめ

$Re_\theta=300$ の剥離を伴う平板乱流境界層の DNS データ [8, 9] を解析し、乱流構造について以下の結論を得た。

- 1) 速度変動の構造に関しては、剥離せん断層に高速・低速の大規模構造が形成され、剥離泡の大きさとともに顕在化する。後者の場合、再付着点より下流において剥離域に起源をもつ大規模構造の出現が顕著になり、これに関連して平均流速分布の対数則からのずれが大きくなる。
- 2) 渦構造に関しては、剥離せん断層では渦構造のクラスター化、再付着点より下流では縦渦構造で特徴づけられる。また、剥離泡の大きさが大きくなると、後者の領域で縦渦構造が増加し、そこでは低速の大規模構造と渦構造の間の密接な関係が存在する。

JAXA スーパーコンピュータシステムを使用して計算を実行した。記して謝意を表す。

参考文献

- [1] Imamura, T., Enomoto, S., Yokokawa, Y. and Yamamoto, K., AIAA J. **46**(5) (2008) 1045–1053.
- [2] Yamamoto, K., Tanaka, K. and Murayama, M., AIAA Paper 2010-4222 (2010).
- [3] Le, H., Moin, P. and Kim, J., J. Fluid Mech. **330** (1997) 349–374.
- [4] Ohta, T., Kajishima, T., Fujii, S. and Nakagawa, S., Proc. of Turbulence, Heat and Mass Transfer 4 (2003) 441–448.
- [5] Spalart, P. R. and Coleman, G. N., Eur. J. Mech. B/Fluids **16** (1997) 169–189.
- [6] Na, Y. and Moin, P., J. Fluid Mech. **374** (1998) 379–405.
- [7] Skote, M. and Henningson, D. S., J. Fluid Mech. **471** (2002) 107–136.
- [8] 阿部 浩幸, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, 日本流体力学会年会 2010 講演論文集 (2010) 118.
- [9] 阿部 浩幸, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, 平成 22 年度 JAXA 宇宙航空技術研究発表会前刷集 (2010) 108–109.
- [10] 阿部 浩幸, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, 日本機械学会年次大会講演論文集 (2010) 21–22.
- [11] Monty, J. P., Stewart, J. A., Williams, R. C. and Chong, M. S., J. Fluid Mech. **589** (2007) 147–156.